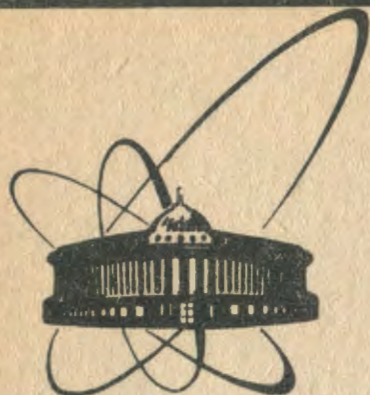


89-47



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

0-511

P1-89-47

Э.О.Оконов

ПОИСК КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЫ,
ОБОГАЩЕННОЙ СТРАННОСТЬЮ,
В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ И АНТИПРОТОН-ЯДЕРНЫХ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

1989

В последние годы значительно возрос интерес к изучению сильно возбужденных состояний ядерного (адронного) вещества. В этих исследованиях очень важными представляются поиски следов возможного фазового перехода, в результате которого образуется кварк-глюонная материя ("квагма"). Основными конечными продуктами распада сгустка сжатого и разогретого вещества (файербола) являются пионы и нуклоны. Однако для получения сведений о ранних, наиболее интересных стадиях взаимодействий, в которых возможно образование файербола (квагмы), исследование характеристик пионов оказывается малоэффективным из-за того, что значительное число π -мезонов является продуктом распада резонансов, а также из-за значительных сечений взаимодействий, что приводит к большим эффектам перерассеяния в сжатом веществе. По этим же причинам недостаточно эффективным для этих целей является также изучение характеристик нуклонов. Устранить проблему перерассеяния можно, исследуя прямое испускание лептонных пар ($\ell^+\ell^-$), а также γ -квантов^{/1/}. К сожалению, подобные эксперименты чрезвычайно трудны, так как прямое образование $\ell^+\ell^-$ и γ — очень редкий процесс, который необходимо идентифицировать на значительном фоне различных имитирующих процессов.

Высказывались также предложения^{/2/} использовать для поиска квагмы процесс образования "странности". Рассмотрение и анализ теоретических и экспериментальных результатов, связанных с проблемой использования странных частиц (в частности, Λ -гиперонов) в подобных поисковых экспериментах, позволяют сформулировать ряд аргументов в пользу такого экспериментального подхода.

1. Повышенный выход странных частиц при достаточно больших температурах файербола ($T_0 \geq 150$ МэВ) может служить сигналом образования квагмы, в которой "странность" должна нарождаться за счет процессов взаимодействия кварков и глюонов ($\bar{q}q \rightarrow s\bar{s}$ и $gg \rightarrow s\bar{s}$), из которых последний дает решающий вклад. Оценки интенсивности этих процессов^{/3/} показывают, что учет глюонных диаграмм (рис.1) приводит к временам установления равновесия, которые сравнимы с ядерным, при этом концентрация странных кварков (по отношению к барионному числу) может достигать значений $n_s/b \approx 0,1 \div 0,6$, в зависимости от эффективной температуры T (рис.2). Наибольшие температуры и повышенный выход странных частиц ожидается в области средних быстрых и больших поперечных импульсов p_T .

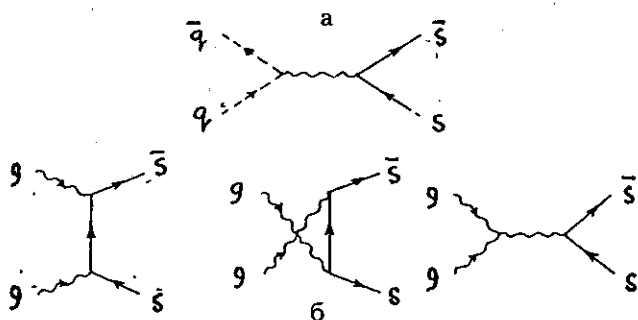
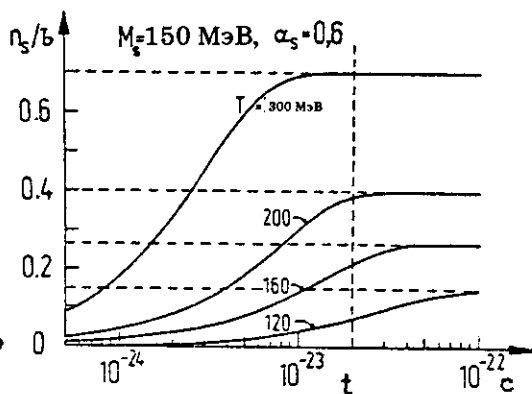


Рис. 1. Диаграммы, описывающие процессы образования пар $\bar{s}s$ -кварков: при взаимодействии кварков (а); при взаимодействии глюонов (б).

Рис. 2. Эволюция во времени относительной концентрации странных кварков (по отношению к барионному числу) в зависимости от эффективной температуры T (при массе $M_s = 150$ МэВ и хромодинамической константе $\alpha_s = 0,6$).

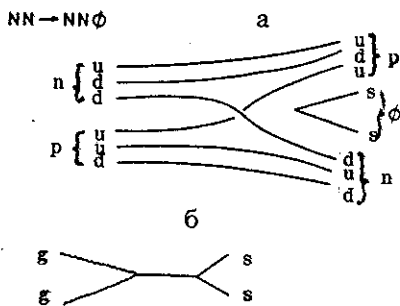


2. Особенно четких сигналов образования $\bar{s}s$ -пар в квазме следует ожидать при больших барионных плотностях благодаря принципу Паули, который подавляет рождение пар легких кварков ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$). По имеющимся оценкам^{/4/}, значительные плотности до $\rho/\rho_0 \approx 10$ могут быть получены (по крайней мере, локально) за счет ударного сжатия в так называемом тормозном режиме при сравнительно небольших энергиях ($3 \div 10$ А ГэВ).

3. Образование $\phi(\bar{s}s)$ -мезонов за счет повышенной концентрации $\bar{s}s$ -пар^{/5/} занимает особое место среди ожидаемых эффектов адронизации квагмы, обогащенной странностью. Дело в том, что основные фоновые процессы — рождение ϕ -частиц в адронных взаимодействиях описываются так называемыми разрывными кварковыми диаграммами (см. рис. 3), которые сильно подавлены в силу правила Окубо — Цвейга — Иизуки, что подтверждается экспериментом. По этой же причине ϕ -мезоны слабо взаимодействуют с веществом и, таким образом, являются "проникающим" сигналом.

4. Избыток пар странных кварков, образовавшихся в квазме, может проявиться не только в адронизации (повышенный выход гипе-

Рис. 3. Диаграммы процессов образования ϕ -мезонов: в NN-взаимодействии (а); во взаимодействии глюонов в квагме (б).



ронов, антигиперонов, каонов и ϕ -мезонов, образование странных мультикварковых состояний типа Н-дигиперона), но и в менее прямых процессах, например, в аннигиляции $\bar{s}s \rightarrow \gamma g$, что должно привести к аномалиям в спектрах прямых γ -квантов в области энергий $E_\gamma \approx 2m_s \approx 300 \text{ МэВ}$ ^{/6/}.

5. В наиболее реальной ситуации, когда образуется смесь адронной и кварк-глюонной фаз, авторы ряда работ^{/7÷9/} предсказывают эффект разделения образовавшихся \bar{s} - и s -кварков, в результате чего народившиеся \bar{s} -кварки уходят из квагмы в адронную фазу, образуя в основном $K(\bar{s}q)$ -мезоны. Это приводит к увеличению концентрации s -кварков в сгустке квагмы, которая становится еще более интенсивным источником гиперонов, а также гипотетических странных многокварковых состояний (типа Н-дигиперона).

6. Благодаря сохранению странности в сильных взаимодействиях общее число образовавшихся странных частиц практически не уменьшается в результате последующих взаимодействий, поэтому их общий выход дает информацию о первых стадиях процессов образования и адронизации квагмы, так же как и выход прямых лептонных пар и γ -квантов. В то же время вероятность образования странных частиц (например, Λ и K) в $10^3 \div 10^4$ раз больше, они легко идентифицируются, фон возможных имитаций мал.

7. Внутрядерные проблемы у таких странных частиц, как K -мезоны и Λ -гипероны, заметно больше, чем у пионов ($\sigma_{KN} \sim 15 \text{ мб}$, $\sigma_{\Lambda N} \sim 30 \text{ мб}$ по сравнению с $\sigma_{\pi N} \sim 60 \div 80 \text{ мб}$)*, так что их спектральные характеристики отражают более ранние этапы процесса образования сжатого, сильно возбужденного вещества.

8. Ассоциативное рождение странных частиц (например, пары ΛK) требует существенно большей энергии, чем пионообразование, поэтому их рождение выделяет взаимодействия с большим локальным энергетическим возбуждением, чем процесс образования пионов.

* Здесь приводятся примерные значения сечений, грубо усредненные по спектрам частиц, образующихся при энергиях $3 \div 10 \text{ А ГэВ}$.

9. Степень термализации вещества, которая является важным (но, конечно, не единственным) условием фазового перехода в квагму, может быть оценена по характеру угловых распределений образовавшихся гиперонов. Благодаря динамическим особенностям процесса их рождения в первичном элементарном акте (в NN-взаимодействии) в угловых распределениях наблюдаются пики вперед-назад (в ЦМ-системе), что связано с эффектом лидирования дикварка. Если же в результате последующих процессов устанавливается хотя бы локальное равновесие, эти распределения становятся более изотропными, что свидетельствует в пользу термализации вещества.

10. Поляризация Λ -гиперонов (\mathcal{P}_Λ), которая легко определяется экспериментально, также может служить важным источником информации о степени термализации вещества. Следует ожидать, что эта поляризация, характерная для NN- и NA_T-взаимодействий особенно при больших p_T , сильно уменьшится или совсем исчезнет в процессе достижения равновесия (хотя бы локального). Нельзя согласиться с мнением некоторых авторов^{10,11/}, утверждающих, что отсутствие

поляризации Λ является сигналом образования квагмы. Тем не менее, уменьшение \mathcal{P}_Λ может служить контролем за достижением условий, необходимых для получения равновесного адронного газа или кварк-глюонной плазмы.

Приведенные выше соображения свидетельствуют о перспективности использования эффектов странности как сигнала в поиске квагмы, особенно в условиях большой барионной плотности, которые, как уже упоминалось, могут быть получены в результате тормозного режима и ударного сжатия при сравнительно небольших энергиях.

Наряду с трудной проблемой выбора наиболее четких сигналов образования квагмы не менее важным является вопрос, каким способом можно

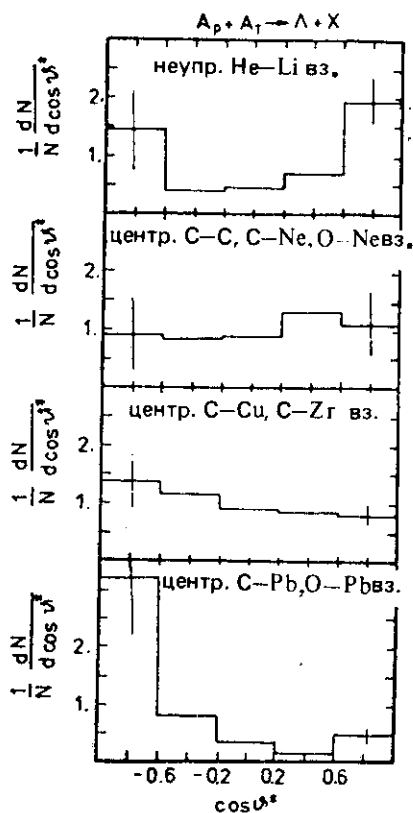


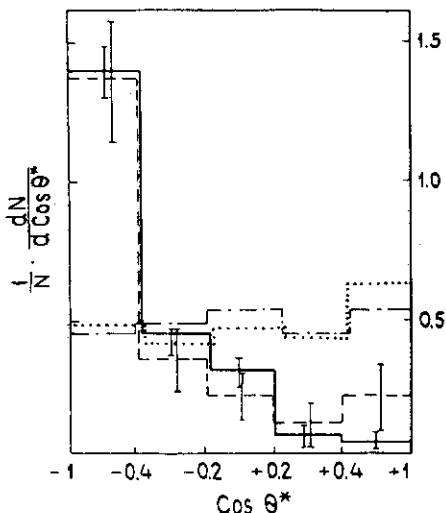
Рис. 4. Угловые распределения Λ -гиперонов, рожденных в центральных ядро-ядерных взаимодействиях.

реализовать наиболее благоприятные условия для перехода из адронной фазы в кварк-глюонную.

В настоящее время широко обсуждаются возможности получения обогащенной странностью квагмы в центральных ядро-ядерных соударениях, а также во взаимодействиях антипротонов с ядрами. Появившиеся недавно первые экспериментальные данные, относящиеся к обсуждаемым проблемам, позволяют провести сравнительный анализ этих двух экспериментальных подходов, оставляя пока в стороне рассуждения общетеоретического характера.

Эксперименты, проведенные в ядерных пучках дубненского синхротрона ¹²⁺¹⁶, выявили в свойствах образовавшихся Λ -гиперонов ряд особенностей, примечательных с точки зрения дальнейшего развития поисковых исследований. Угловые распределения Λ -гиперонов, рожденных в центральных взаимодействиях (ЦВ) ядер CC , CNe и ONe при энергии 3,66 ГэВ, оказались в пределах ошибок изотропными как для числа частиц, так и для их энергий, т.е. для $dN_{\Lambda}/d\cos\theta^*$ и $dT^*/d\cos\theta^*$, где θ^* — угол вылета, а T^* — кинетическая энергия Λ -гиперонов в с.ц.м.-системе NN -столкновений. Соответствующие характеристики CCu - и CZr -взаимодействий также близки к изотропным, но обнаруживают некоторую асимметрию, обусловленную, по-видимому, вторичными процессами, но не выходящую за пределы ошибок (рис. 4). При еще более тяжелом ядре мишени (Pb) эта асимметрия оказывается значительной*, но ее можно свести к

Рис. 5. Угловые распределения Λ -гиперонов при центральных CPb и OPb -взаимодействиях: в системе центра масс NN (----); в системе центра масс нуклонного кластера (.....); при $\bar{p}Ta$ -взаимодействиях: в системе центра масс NN (—); в системе центра масс нуклонного кластера (- - - -).



* Угловые распределения Λ -гиперонов из CTa -взаимодействий при 3,3 А ГэВ имеют аналогичный характер ¹⁶.

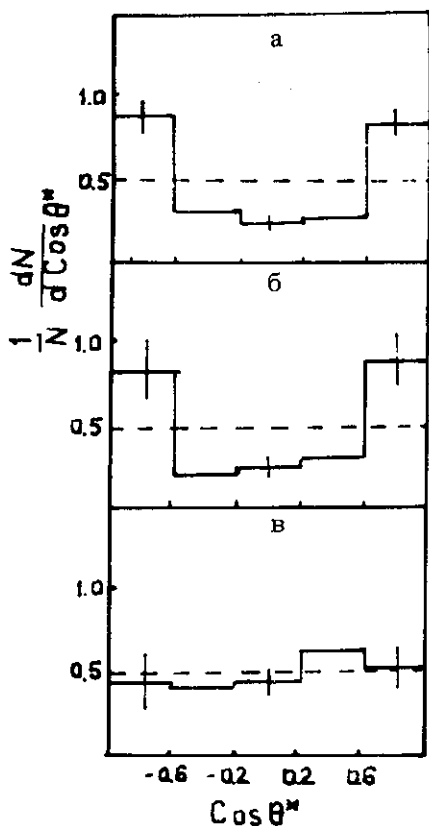


Рис. 6. Угловые распределения Λ -гиперонов: в NN-взаимодействиях (а); в нецентральных HeLi- и CC-взаимодействиях (б); в центральных CC-, CNe-, ONe- взаимодействиях (в).

минимуму подбором соответствующей системы центра масс, соответствующей взаимодействию нуклона с "кластером" из нескольких нуклонов ($8 \div 12$) (см. рис. 5).

В противоположность такому изотропному характеру угловых распределений в ЦВ, анализ Λ -гиперонов в нецентральных HeLi- и CC-столкновениях обнаруживает характерные для NN-взаимодействий пики вперед-назад (см. рис. 6), которые уменьшаются с увеличением степени центральности соударения ядер. Все эти данные указывают на возможность получения сгустка термализованного вещества в центральных ядро-ядерных взаимодействиях с рождением Λ -гиперонов.

В пользу термализации свидетельствует также бoльцмановский характер энергетического спектра "центральных" Λ -гиперонов, из которого в результате фитирования зависимости $d^3\sigma/dp^3 \sim \exp(-T^*/T_0)$ была получена эффективная температура $T_0(\Lambda) = 150 \pm 19$ МэВ. Величину T_0 можно оценить также из соотношения, справедливого в предположении бoльцмановского распределения:

$$\langle p_T \rangle = \sqrt{\frac{\pi m T}{2}} K_{3/2}\left(\frac{m}{T}\right) / K_2\left(\frac{m}{T}\right), \quad (1)$$

где $\langle p_T \rangle$ — средний поперечный импульс, а K_α — так называемые функции МакДональда (см., например, /17/).

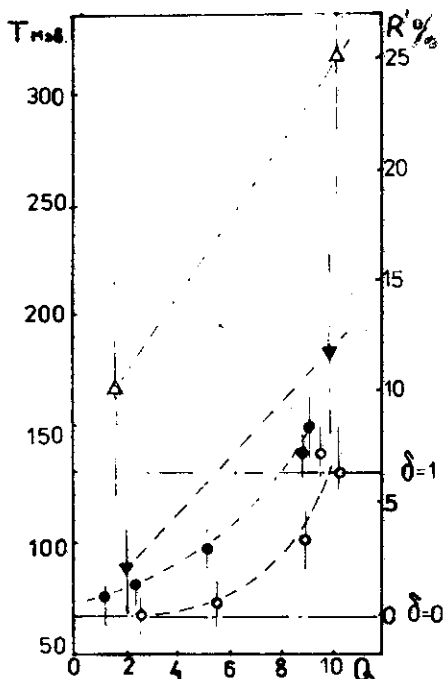
Полученные в таком приближении значения величины T обнаруживают рост с увеличением степени центральности CC-соударений, которая определяется числом участвующих протонов Q (см. рис. 7). При

Рис. 7. Зависимости от числа взаимодействовавших протонов (Q): параметра изотропии δ (\circ), эффективной температуры $T_0^{(\Lambda)}$ (\bullet), относительного выхода ($R = \langle n_{\Lambda^k} \rangle / \langle n_{\Lambda} \rangle$) для кумулятивных Λ^k -частиц с $p_T^* \geq 1$ ГэВ/с (Δ) и для Λ^k с $p_T \geq 1$ ГэВ/с (∇).

этом становится большей и степень изотропности в испускании Λ -частиц, которую можно характеризовать параметром $\delta = (D_N - D) / (D_N - D_0)$, где D , D_0 , D_N — дисперсии угловых распределений, соответственно исследуемого, изотропного и анизотропного, для взаимодействий.

Рассмотренные эффекты согласуются с предположением о том, что в результате достаточно жесткого соударения ядер, когда участвует подавляющее число нуклонов, в области рождения пары ЛК образуется локально термализованный "горячий" сгусток (файербол), который является источником равномерно распределенных Λ -частиц. Температура такого файербол ($T_0 \approx 150$ МэВ)* сравнима с массой s -кварка и близка к предсказываемой критической температуре фазового перехода в кваргму (см. рис.8), а его плотность может быть также довольно большой ($\rho/\rho_0 \approx 4 \div 10$) за счет ударного сжатия^{/18/}.

В этих условиях можно ожидать увеличения выхода странных частиц и, в частности, Λ -гиперона (особенно в области средних быстрот и больших p_T), возникших в результате рождения и адронизации s -кварков в образовавшейся кварк-глюонной "капле" (сгустке). В соответствии с этими предсказаниями в дубненских исследованиях наблюдается (см. рис.7) заметный рост относительного выхода "кумулятивных" Λ^k -частиц с $p_T \geq 1$ ГэВ/с с увеличением степени централь-



* В действительности первоначальная температура разогрева файербол, достигнутая в эксперименте^{/12/}, по-видимому, больше измеренной величины, т.к. она определялась на более поздних стадиях развития процесса.

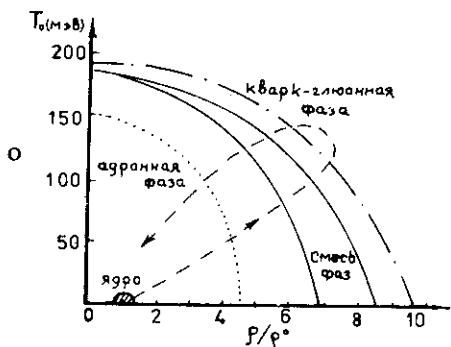


Рис. 8. Ожидаемые границы между адронной и кварк-глюонной фазами согласно последним теоретическим расчетам: штрихованная кривая со стрелками – возможная траектория процессов, исследованных в АА-взаимодействиях.

ности, а также общего числа Λ -гиперонов с параметром $p^* \geq 1$ ГэВ, который в отличие от p_T является параметром, функционально незави-

симым от изменения угловых распределений (по $\cos \theta^*$). Следует, однако, иметь в виду, что Λ -гипероны с большими значениями p^* могут возникнуть также за счет вторичных процессов в "спектаторных" осколках ядер A_P и A_T , что может привести к уширению быструх распределений и к усилению угловой анизотропии. Выход Λ^k -гиперонов с $p_T \geq 1$ ГэВ/с, отнесенный к числу NN-взаимодействий, характеризуемому средней множественностью π^- -мезонов, также увеличивается с $r = \langle n_{\Lambda^k} \rangle / \langle n_{\pi^-} \rangle = (2,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-4}$ до $r = (25 \pm 8) \cdot 10^{-4}$ или $r = (18 \pm 5) \cdot 10^{-4}$ с учетом ЦВ ядер CСu и CZr. Естественным проявлением обнаруженных эффектов является и рост (примерно в 2 раза) плотности Λ -частиц и их поперечных энергий $\langle E_T \rangle \frac{dN_{\Lambda}}{dy}$ в области

средних быструх $y_0 \pm 0,5$, что также предсказывается как возможный сигнал образования квагмы (см., например, /18,19/). Была исследована поляризация Λ -гиперонов (\mathcal{P}_{Λ}) в $A_P A_T$ -взаимодействиях, которая, как упоминалось, также характеризует условия для фазового перехода в квагму. Измеренная величина \mathcal{P}_{Λ} для ЦВ ядер оказалась не отличающейся от нуля в пределах ошибок даже при значительных p_T /20/. Попытки /10,21/ истолковать эти данные как проявление значимых эффектов являются несостоятельными ввиду их недостаточной статистической обеспеченности.

Заслуживает внимания также экспериментальное указание /22/ на более изотропный характер распределений $dN_{\pi}/d\cos\theta^*$ и $dT^*/d\cos\theta^*$ для π^- -мезонов из центральных АА-взаимодействий с образованием кумулятивных Λ^k -гиперонов, что требует большей энергии (участия большего числа нуклонов). Это могло бы означать, что в таких событиях термализация распространяется на большую часть области перекрытия ядер. При этом наблюдалось некоторое повышение больцмановской температуры испускаемых π^- -мезонов: $T_0^{\pi}(\text{с } \Lambda^k) = 114 \pm 9$ МэВ по сравнению с $T_0^{\pi}(\text{без } \Lambda^k) = 95 \pm 3$ МэВ для обычных "центральных"

Таблица

Обнаруженный эффект	Предсказываемый сигнал нижеследующих явлений	Эксп. значи- мость*
для Λ из центральных АА-взаимодействий (в сравнении с нецентральными АА-взаимодействиями):		
- изотропия в $dN_{\Lambda} / d\cos\theta^*$	торможение, термализация (локальная?)	⊕
- изотропия в $dE_{\Lambda}^* / d\cos\theta^*$	торможение, термализация (локальная?)	⊕
- бoльцмановский характер T_{Λ}^* -спектра	термализация (локальная?)	⊕
- увеличение $\langle p_T \rangle$ и $T_0(\Lambda)$ (с 80 до 150 МэВ)	разогрев (локальный?)	⊕
- отсутствие поляризации αP_{Λ} (в пределах $\Delta(\alpha P_{\Lambda}) \sim 0,1 \div 0,2$)	термализация, образование квагмы (?)	⊕
для π^- из центральных АА-взаимодействий с Λ^k (в сравнении со всеми центральными АА-взаимодействиями):		
- изотропия в $dN_{\pi} / d\cos\theta^*$	торможение, термализация (в большей части области АА-взаимодействий)	⊕
- изотропия в $dE_{\pi}^* / d\cos\theta^*$	торможение, термализация (в большей части области АА-взаимодействий)	⊕
- бoльцмановский характер T_{π}^* -спектра	термализация (в большей части области АА-взаимодействий)	⊕
- увеличение $\langle p_T \rangle$ и $T_0(\pi)$ (с 90 до 115 МэВ)	разогрев (большей части области АА-взаимодействий)	⊕
- соотношение $T_0(\pi) \approx 0,8 T_0(\Lambda)$ при $T_0(\Lambda) \approx T_0(K) \approx T_0(p)$	термодинамическое равновесие адронов ($\Delta \leftrightarrow \pi N \leftrightarrow \Lambda K$)	⊕
для Λ^k из центральных АА-взаимодействий (в сравнении с нецентральными АА-взаимодействиями):		
- увеличение $\langle n_{\Lambda^k} \rangle / \langle n_{\pi} \rangle$ при $p^* \geq 1 \text{ ГэВ}/c$ (\sim в 2 раза)	образование квагмы	⊕
- увеличение $\langle n_{\Lambda^k} \rangle / \langle n_{\pi} \rangle$ при $p_T \geq 1 \text{ ГэВ}/c$ (\sim в 6 \div 10 раз)	образование квагмы	⊕
- увеличение dN_{Λ^k} / dy в области $\langle y_0 \rangle$ (\sim в 2 \div 4 раза)	образование квагмы	⊕
для $\bar{\Lambda}$ из центральных АА-взаимодействий:		
- относительный выход $\bar{\Lambda}$ $\langle n_{\bar{\Lambda}} \rangle / \langle n_{\Lambda} \rangle \leq 10^{-2}$ (с 90% уровнем достоверности)	образование квагмы ($\langle n_{\bar{\Lambda}} \rangle / \langle n_{\Lambda} \rangle \sim 10^{-3}$)	?

Примечание. * Знак ⊕ означает соответствие обнаруженного эффекта предсказываемому сигналу, а длина сплошной части окружности характеризует (условно) статистическую обеспеченность (достоверность) полученного результата.

пионов. Большинство перечисленных в таблице результатов, связанных с рождением Λ -гиперонов в ЦВ, могут быть качественно и даже количественно описаны в рамках термодинамического подхода ^{/23/}, в то же время их сравнение с моделями каскадного типа встречает определенные трудности (например, при описании $dN_{\Lambda}/d\cos\theta^*$ -распределений ^{/24/}). Некоторые из наблюдаемых эффектов согласуются с возможными сигналами образования квагмы, которые предсказываются в ряде теоретических работ. Однако их нельзя считать свидетельством обнаружения подобного фазового перехода, пока не будут исчерпаны другие, более простые объяснения и модельные интерпретации. С другой стороны, нужны статистически более обеспеченные и детализированные исследования обнаруженных эффектов и других предсказываемых сигналов образования обогащенной странностью квагмы в центральных АА-взаимодействиях (по возможности, в тех же экспериментальных условиях).

Проведенное недавно исследование рождения Λ - и K -частиц в \bar{p} Ta-взаимодействиях при энергии $E_{\bar{p}} \approx 3,2$ ГэВ ^{/25/} позволяет сравнить полученные в этом эксперименте результаты с рассмотренными выше характеристиками с тем, чтобы выяснить, что общего в процессах образования Λ -частиц в антипротон-ядерных и в центральных ядро-ядерных взаимодействиях и чем отличаются эти процессы с точки зрения возможности их использования для поиска квагмы. Обращает на себя внимание прежде всего то, что $dN_{\Lambda}/d\cos\theta^*$ -распределения Λ -гиперонов из \bar{p} Ta-взаимодействий в пределах ошибок совпадают с соответствующими распределениями для центральных СРb- и ОРb-соударений при энергии 3,66 А ГэВ. Авторы работы ^{/25/} показали, что при переходе в систему взаимодействия нуклона с 13 нуклонами мишени полученное ими угловое распределение оказалось практически изотропным, так же как и соответствующие распределения Λ -гиперонов, рожденных в ЦВ ядер (см. рис. 4 и 5). Если бы сгусток из 13 нуклонов выступал в \bar{p} Ta-взаимодействии как единый кластер, то могли бы рождаться Λ -гипероны с большими p_T (до 3,1 ГэВ/с), чего в эксперименте не наблюдается ($p_{T\max} \approx 1,2$ ГэВ/с). С другой стороны, полученные данные хорошо согласуются с предположением, что источником Λ -частиц является термализованный файербол, как и в центральных АА-взаимодействиях, но с меньшей плотностью: $\rho/\rho_0 \leq 1,8$ по сравнению с величиной $\rho/\rho_0 = 4 \div 10$, ожидаемой при соударениях ядер на фронте ударной волны ^{/18/}. Существенно отличаются также и "температурные" характеристики Λ -частиц, рожденных в сравниваемых процессах. В \bar{p} Ta-взаимодействиях наклон спектров Λ -гиперонов T'_{Λ} , полученный в результате фитирования инвариантного сечения

$$E^*/p^{*2} \frac{d^3\sigma}{dp d\Omega} = \text{Const} \cdot E^* \cdot \exp(-T^*/T'_i),$$

оказался равным $T'_i = 97 \pm 6$ МэВ, что соответствует бoльцмановской температуре $T_0(\Lambda) \approx 85$ МэВ, существенно меньшей, чем соответствующие величины, полученные в бoльцмановском приближении из соотношения (1), $T_0(\Lambda) = 130 \pm 20$ МэВ для ЦВ ядер CPb , OPb и $T_0(\Lambda) = 150 \pm 12$ МэВ для ЦВ ядер CS , CNe , ONe .

Следует также отметить, что в $\bar{p}Ta$ -взаимодействии среднее значение $p_T(\Lambda)$, которое согласно (1) определяет температуру в пределах ошибок, не изменяется с увеличением множественности заряженных частиц ($\langle p_T \rangle = 0,42 \pm 0,07$ ГэВ/с при $n_{\pm} = 0 \div 1$ и $\langle p_T \rangle = 0,35 \pm 0,06$ ГэВ/с при $n_{\pm} \geq 10$), в то время как в CS -взаимодействии эта величина растет (с $\langle p_T \rangle = 0,41 \pm 0,02$ ГэВ/с до $\langle p_T \rangle = 0,54 \pm 0,04$ ГэВ/с) с ростом множественности, которая в данном случае определяется числом провзаимодействовавших нуклонов налетающего ядра. При сравнении потенциальных возможностей осуществления условий, необходимых для фазового перехода в квагму, например при центральных OPb и аннигиляционных $\bar{p}Ta$ -взаимодействиях, нужно иметь в виду, что в первом случае оказываются существенно большими не только плотность, но и общий объем термализованного вещества, который увеличивается с числом провзаимодействовавших нуклонов налетающего ядра, образующих равновесные кластеры.

Кроме того, как уже упоминалось, большие барионные плотности обеспечивают более четкий сигнал, связанный с образованием в квагме $\bar{s}s$ -пар благодаря принципу Паули, который блокирует рождение $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -пар. Учет этих обстоятельств дает основания ожидать более значительных сигналов образования обогащенной странностью квагмы в ЦВ ядер (при сравнимых энергиях на нуклон). При поиске следов квагмы в ЦВ ядер очень важной является возможность использовать в качестве объекта сравнения NA -взаимодействия или нецентральные соударения ядер, которые можно рассматривать как сумму NN -взаимодействий, усредненных по заряду нуклонов и ферми-импульсу с последующим каскадированием в ядерном веществе. При таком сравнении в значительной мере учитываются вторичные эффекты, в то время как сравнительный анализ процессов рождения $\Lambda(K)$ -частиц в $\bar{p}A$ - и $\bar{p}p$ -взаимодействиях требует дополнительных модельных расчетов и оценки вклада вторичных процессов, который оказался значительным.

Наблюдаемый в работе /25/ повышенный выход Λ -гиперонов в $\bar{p}Ta$ -взаимодействии авторы объясняют вкладом каскадных процес-

сов $\bar{p}Ta \rightarrow \bar{K}Kx \rightarrow \Lambda Kx'$ и $\bar{p}Ta \rightarrow \pi x \rightarrow \Lambda Kx'$, которые дают вклад, более чем в 10 раз превышающий вклад первичной реакции $pp \rightarrow \Lambda x$. К такому же выводу приводят расчеты по каскадной модели ^{/26/}, которые 80% эффекта объясняют вторичными адрон-адронными взаимодействиями, а остальное может быть отнесено на счет взаимодействий с нуклонными кластерами. На основании этих оценок с учетом малости параметров ρ и T_0 авторы приходят к выводу, что нет оснований считать объяснение наблюдаемых ими эффектов возможным образованием квагмы (в противоположность выводам работы ^{/27/}, аргументы которой представляются произвольными и малообоснованными). Обращает на себя внимание, что в AA-соударениях "фоновые" процессы образования странных частиц за счет вторичных взаимодействий во много раз меньше. Так, при сравнимых энергиях (3-4 А ГэВ) сечение реакций $NN \rightarrow NN\bar{K}x$ с K-мезоном, способным породить Λ -гиперон, составляет менее 10% полного сечения образования странных частиц, тогда как процесс $\bar{p}N \rightarrow \bar{K}Kx$ является основным. С другой стороны, и спектр вторичных пионов из AA-взаимодействий существенно мягче, так что только 7% пионов имеют энергию, превышающую порог реакции $\pi N \rightarrow \Lambda K$ (по сравнению с 34% из $\bar{p}Ta$ -взаимодействий), что приводит с учетом энергетической зависимости сечения этой реакции (см. рис.9) к значительной разнице в выходе Λ -гиперонов в сравниваемых процессах.

Подводя итоги проведенному рассмотрению проблем, связанных с использованием процесса образования странности в исследованиях возбужденного вещества, следует подчеркнуть эффективность этого метода для изучения условий фазового перехода в квагму и для самого поиска возможных следов ее образования.

При этом важно наблюдать и исследовать в близких экспериментальных условиях различные ожидаемые сигналы образования квагмы, обогащенной странностью: повышенный выход гиперонов, подпороговое рождение антигиперонов, образование ϕ -частиц, поиск многокварковых странных состояний типа N-дигиперона, изучение аномалий за счет процесса $\bar{s}s \rightarrow \gamma g$.

Сравнительный анализ результатов исследования процессов рождения Λ -частиц в $A_p A_T$ - и $\bar{p}Ta$ -взаимодействиях указывает на возможность термализации адронного вещества, что является необходимым условием образования квагмы. В обоих экспериментах при взаимодействии на тяжелых ядрах были получены угловые распределения образовавшихся Λ -гиперонов, близкие к изотропным в системе нуклонного кластера $1N_p + (10 \div 15)N_T$. При этом больцмановская температура для центральных столкновений CPb и OPb оказалась существенно выше ($T_0 \approx 130$ МэВ), чем $T_0 \approx 85$ МэВ для $\bar{p}Ta$ -взаимодействий при сравнимых энергиях на нуклон (3,6 А ГэВ и 3,2 ГэВ). В центральных CC - ,

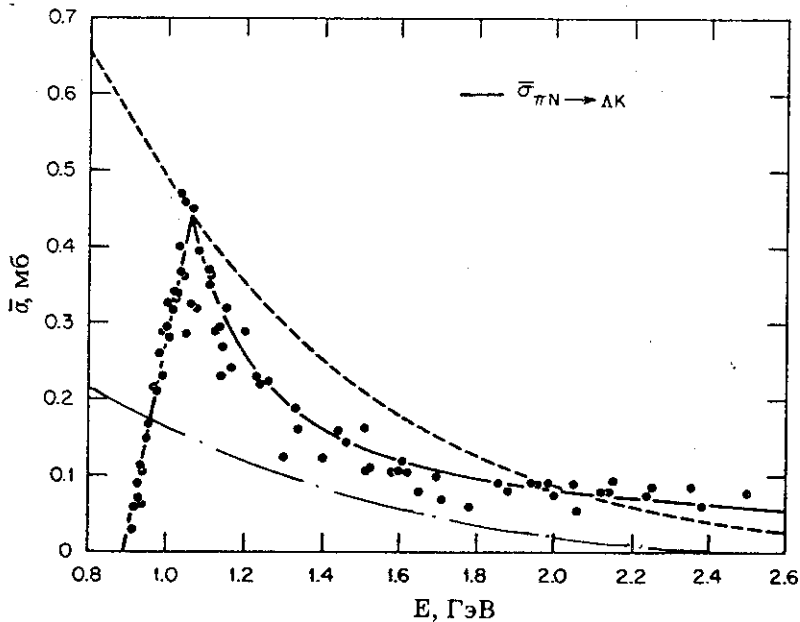


Рис. 9. Высокоэнергетические части спектров пионов, рожденных в $\bar{p}p$ -взаимодействиях (-----) и в столкновениях легких ядер (— · — · — · — ·), (— · — · — · — · — ·) — зависимость от энергии сечения реакции $\pi N \rightarrow \Lambda K$ (из работы [26]).

CNe - и OHe - взаимодействиях получена еще большая величина ($T_0 \approx 150$ МэВ), близкая к критической для фазового перехода в qg -плазму при тормозном режиме, при котором создается значительная барионная плотность, что делает предпочтительным образование странных кварков ($\bar{q}q \rightarrow \bar{s}s$ и $gg \rightarrow \bar{s}s$) благодаря принципу Паули. При $\bar{p}Ta$ - взаимодействиях нельзя ожидать больших барионных плотностей, что требует для образования квагмы существенно больших температур, при этом избыток странности уже не является хорошим сигналом. С другой стороны, в центральных $A_p A_T$ - взаимодействиях число возможных термализованных кластеров и, следовательно, величина ожидаемых эффектов может быть во много раз больше за счет большего числа взаимодействующих нуклонов ядра A_p .

ЛИТЕРАТУРА

1. Фейнберг Е.Л. – Известия АН СССР, 1962, 26, с.622.
2. Rafelski J., Müller B. – *Phys. Rev. Lett.*, 1982, 48, p.1066.
3. Rafelski J., Danos M. – *Preprint UCT-TP*, 8-1984.
4. Chapline G. et al. – *Phys. Rev.*, 1973, D8, p.4302.
5. Shor A. – *Phys. Rev. Lett.*, 1985, 54, p.1122.
6. Rafelski J. et al. – *GSI. 86-1, Darmstadt*, 1986.
7. Greiner C. et al. – *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58, p.1828.
8. Баранов С.П., Фильков Л.В. – *ФИАН 139-87, Москва*, 1987.
9. Heinz U. et al. – *Mod. Phys. Lett.*, 1987, 2A, p.153.
10. Papagioutou A. – *Phys. Rev.*, 1986, C33, p.1999.
11. Баранов С.П., Фильков Л.В. – *Краткие сообщения по физике, ФИАН*, 1987, 1, с.30.
12. Anikina M. et al. – *Z. f. Phys.*, 1984, C.25, p.1.
13. Аникина М.Х. и др. – *ОИЯИ, P1-82-333, Дубна*, 1982.
14. Оконов Э.О. – В сб.: *Исследования в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна*, 1982, с.166.
15. Армуглийски Д. и др. – *ОИЯИ, P1-85-220, Дубна*, 1985.
16. Йовчев К. и др. – *ОИЯИ, P1-84-273, Дубна*, 1984.
17. Hagedorn R. – *CERN*, 71-12, Geneva, 1971.
18. Van Hove L. – *Phys. Lett.*, 1982, 118B, p.138.
19. Bjorken J. – *Phys. Rev.*, 1983, D41, p.419.
20. Anikina M. et al. – *JINR, E1-85-578, Dubna*, 1985.
21. Stock R. – *Phys. Rep.*, 1986, 135, p.261.
22. Anikina M. et al. – *JINR, E1-84-376, Dubna*, 1984; *Phys. Rev.*, 1986, с.33, p.895.
23. Hageborn R., Rafelski J. – *Phys. Lett.*, 1980, 97B, p.180.
24. Iwe H., Okonov E. – *JINR, E2-88-22, Dubna*, 1988.
25. Mijano K. et al. – *КЕК-Preprint*, 87-160, Ibaroki, 1987.
26. Ko C., Yuan R. – *Phys. Lett.*, 1987, 192B, p.31.
27. Rafelski J. – *Phys. Lett.*, 1988, 207B, p.371.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 января 1989 года.